

Генерация однородной плазмы в тлеющих разрядах низкого давления

© С.П. Никулин, С.В. Кулешов

Институт электрофизики УрО РАН,
620049 Екатеринбург, Россия

(Поступило в Редакцию 1 декабря 1998 г.)

Проанализирована возможность получения однородной плазмы в разрядах низкого давления с полым катодом и полым анодом. Показано, что в отличие от разрядов высокого давления, в которых для формирования однородной плазмы необходима равномерная ионизация, в разрядах низкого давления близкий к однородному радиальный плазменный профиль получается при наличии неоднородной ионизации с повышенной вероятностью на периферии системы и пониженной вблизи оси. Показано, что использование магнитных полей может быть фактором, способствующим, а не препятствующим генерации однородной плазмы.

Интерес к изучению разрядов низкого давления связан в основном с их использованием в ионных источниках. В последние годы в этой области все большее внимание уделяется проблеме получения пучков большого сечения с однородным распределением плотности тока по сечению пучка, что обуславливает необходимость создания плазменного эмиттера с однородным или близким к однородному распределением плотности эмиссионного тока.

Вообще говоря, получение однородного пучка возможно и при наличии неоднородной плазмы благодаря использованию эмиттерного электрода с неравномерной прозрачностью, повышенной в области, где концентрация плазмы мала, и пониженной в области высокой концентрации. Однако этот способ ведет к уменьшению эффективности извлечения и, кроме того, его использование затрудняется тем, что с изменением рабочего газа, разрядного тока или каких-то других факторов возможны и изменения в характере распределения плотности тока, поэтому изготовить оптическую систему, пригодную для использования в широком диапазоне разрядных условий, представляется проблематичным. В связи с этим обычно используются электроды с постоянной прозрачностью, а получение однородного пучка стремятся обеспечить за счет формирования однородного распределения концентрации плазмы вблизи эмиссионной границы.

В отличие от источников узких пучков, в которых часто использовались магнитные поля для создания резко неоднородной плазмы с максимумом вблизи эмиссионного отверстия, при разработке источников пучков большого сечения, как правило, используется разряд с полым катодом [1] без магнитного поля, в котором осциллирующие быстрые электроны обеспечивают ионизацию, близкую к однородной. Однако такая равномерная ионизация привела бы к возникновению однородной плазмы с концентрацией $n = \sqrt{G/\beta_r}$, где G — число ионизаций в единичном объеме в единицу времени, β_r — коэффициент рекомбинации, в разрядах высокого давления, в которых гибель заряженных частиц происходит в результате объемной рекомбинации. Что же касается разрядов низкого давления, в которых частицы уходят на

стенки, то ситуация существенно иная и равномерность ионизации совсем не означает, что генерируемая плазма будет близка к однородной. Для выявления возможности получения однородной плазмы в случае низких давлений необходим совместный анализ условий генерации заряженных частиц и их движения, что и является целью настоящей работы. Анализ будет проведен в наиболее широко используемой цилиндрической геометрии и будут рассмотрены случаи, когда цилиндрический электрод выполняет роль катода и анода.

1. Разряд с полым катодом

Будем считать, что распределение концентрации плазменных электронов описывается законом Больцмана

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT_e}\right), \quad (1)$$

где потенциал φ считаем равным нулю, n_0 — концентрация в центре системы, e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T_e — электронная температура.

Что же касается ионов, то они при низких давлениях уходят на стенки в бесстолкновительном режиме. Пренебрегая тензором давлений [2], запишем уравнения непрерывности и движения для ионов в следующем упрощенном виде:

$$\frac{n_i v_i}{r} + \frac{d(n_i v_i)}{dr} = G(r), \quad (2)$$

$$\frac{n_i v_i^2}{r} + \frac{d(n_i v_i^2)}{dr} = -\frac{en_i}{M} \frac{d\varphi}{dr}, \quad (3)$$

где n_i , v_i и M — это соответственно концентрация, средняя радиальная скорость и масса ионов; r — радиальная координата.

Наряду с медленными плазменными электронами в разряде с полым катодом обычно имеется группа так называемых быстрых частиц, образовавшихся на катоде в результате γ -процессов и получивших большую энергию при пролете через катодный слой, но их вкладом в

полный электронный заряд можно пренебречь и записать условие квазинейтральности в виде

$$n_i = n_e = n. \quad (4)$$

Следует отметить, что получение равномерного профиля при всех r от 0 до R , где R — радиус катода, является невозможным, так как при приближении к области катодного падения концентрация плазмы резко уменьшается. Пренебрегая длиной прикатодного ионного слоя по сравнению с R , будем считать, что $dn/dr \rightarrow -\infty$ при $r \rightarrow R$. Очевидно, что это условие является несовместимым с условием $n = \text{const}$, из которого получаем $dn/dr = 0$. Поэтому будем искать такое распределение $G(r)$, при котором $n = n_0$ в пределах некоторой области $r \leq r_0$. На периферии системы (при $r_0 < r < R$) ионизацию будем считать постоянной величиной G_p , удовлетворяющей следующему условию:

$$G_p \pi L (R^2 - r_0^2) = \frac{I_d}{e} - \int_0^{r_0} G(r) 2\pi r L dr, \quad (5)$$

где L — длина катода; I_d — ток разряда, практически равный ионному току на катоде.

Искомое решение системы уравнений (1)–(4), удовлетворяющее условию $v_i(0) = 0$, является тривиальным. Мы получаем однородную плазму с концентрацией n_0 в области $r < r_0$ при полном отсутствии ионизации и при равенстве нулю радиальной скорости ионов в этой области. Полученное решение явно не имеет физического смысла, так как непонятно, за счет чего в отсутствие ионизации и при отсутствии направленного внутрь системы радиального потока будет происходить эмиссия ионов в продольном направлении, а именно на выяснение условий, при которых эта эмиссия будет осуществляться равномерно, и направлена настоящая работа.

Оставаясь в рамках одномерной задачи, приближенно учтем уход частиц в продольном направлении способом, предложенным в [3], где принималось, что продольный уход ионов определяется бомовской скоростью $v_B = \sqrt{kT_e/M}$. Тогда уравнения (2), (3) примут следующий вид:

$$\frac{n_i v_i}{r} + \frac{d(n_i v_i)}{dr} = G(r) - \frac{n_i v_B}{L}, \quad (2')$$

$$\frac{n_i v_i^2}{r} + \frac{d(n_i v_i^2)}{dr} = -\frac{en_i}{M} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{n_i v_i v_B}{L}. \quad (3')$$

Что же касается электронов, то, считая, что торцы газоразрядной камеры находятся под катодным потенциалом, их уходом в продольном направлении пренебрежем. Анализ системы уравнений (1), (2'), (3'), (4) показывает, что получение однородной плазмы с концентрацией n_0 в центральной области возможно при двух различных уровнях ионизации в этой области

$$G = n_0 v_B / L \quad (6)$$

и

$$G = n_0 v_B / 3L. \quad (7)$$

В первом случае все ионы, образовавшиеся в центральной области, уходят из нее в продольном направлении, и величина радиального потока в этой области равна 0, а во втором случае эмиссия из центральной области идет как за счет ионизации в ней, так и за счет того, что в центральную область входит поток ионов с периферии системы. Для реализации второй ситуации необходимо, чтобы распределение концентрации и потенциала на периферии было немонотонным и имело максимум.

Ни в первом, ни во втором случае на периферии аналитического решения получить не удалось. Уравнения обезразмеривались с помощью следующих соотношений:

$$\tilde{n} = \frac{en v_B 2\pi R L}{I_d}, \quad g = \frac{e G \pi R^2 L}{I_d},$$

$$\tilde{v} = \frac{v}{v_B}, \quad \eta = \frac{e\varphi}{kT_e}, \quad \tilde{r} = \frac{r}{R} \quad (8)$$

и решались численно методом пристрелочного параметра, в качестве которого использовалась величина \tilde{n}_0 . В ходе расчетов считался заданным ток разряда и требовалось выполнение условия (5), а при достижении точки $r = R$ проверялось выполнение условия $v = v_B$ или $\tilde{v} = 1$, которое для данной системы уравнений эквивалентно условию $dn/dr = -\infty$. Покажем это. Умножая (2') на dr/dn , получаем в точке R , где $dr/dn = 0$, следующее соотношение:

$$n \frac{dv}{dn} = -v. \quad (9)$$

Осуществляя ту же процедуру с уравнением (3'), получаем

$$v^2 + v_B^2 + 2nv \frac{dv}{dn} = 0. \quad (10)$$

Подставляя (9) в (10), получаем

$$v^2 + v_B^2 - 2v^2 = 0, \quad (11)$$

откуда $v = v_B$, что и требовалось доказать.

Распределения $\tilde{n}(\tilde{r})$ приведены на рис. 1 для первого (кривая 1) и второго (кривая 2) случаев. Несмотря на большую разницу в уровне ионизации в центральной области, полученные кривые мало отличаются друг от друга и для обоих решений ионизация на периферии системы существенно превышает ионизацию в центральной области. При постепенном увеличении ионизации от уровня, соответствующего первому случаю, до уровня, соответствующего второму случаю, можно получить набор распределений, слабо отличающихся от однородного в пределах центральной области. Таким образом, мы можем получать распределения, близких к однородному, при варьировании вида функции G в широких пределах.

Получение распределений, близких к однородному, в пределах некоторой достаточно протяженной области вполне возможно не только для функций вида

$$G(r) = \begin{cases} G_1 = \text{const}, & r < r_0, \\ G_2 = \text{const}, & r > r_0, \end{cases} \quad (12)$$

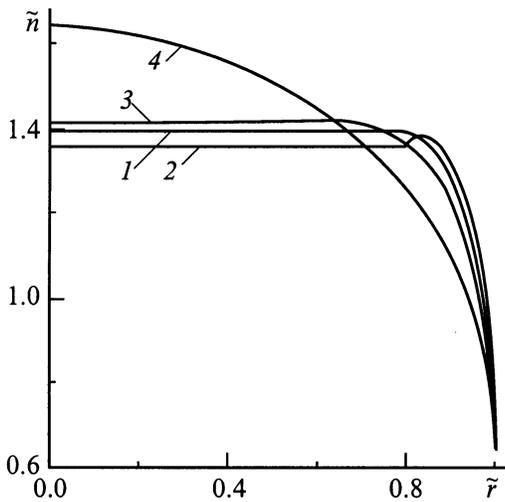


Рис. 1. Радиальные зависимости концентрации плазмы в полым катоде при различных условиях ионизации: 1 — $G = n_0 v_B / L$ при $r < 0.8R$, 2 — $G = n_0 v_B / 3L$ при $r < 0.8R$, 3 — $G \sim r^2$, 4 — $G \sim \text{const}$.

но и для многих других функций, общим свойством которых является повышенная вероятность ионизации на периферии системы и пониженная вблизи ее оси. Например, кривая 3 на рис. 1 представляет собой распределение концентрации, полученное при $G(r) \sim r^2$.

Как уже отмечалось выше, в самостоятельном разряде с полым катодом при низких давлениях, близких к критическому, при котором горение разряда прекращается, осциллирующие быстрые частицы осуществляют ионизацию равномерно во всем объеме полости и в этом случае ($G = \text{const}$ для всех r от 0 до R) концентрация довольно быстро уменьшается с увеличением r (кривая 4 на рис. 1). Увеличение вероятности ионизации на периферии системы возможно при увеличении давления до таких значений, при которых длина релаксации быстрых электронов будет меньше радиуса полости, в этом случае возможно получение близких к однородному радиальных распределений, что подтверждается результатами экспериментов [4]. При дальнейшем увеличении давления, когда ионизационные процессы все больше и больше концентрируются в прикатодной области, возможно получение распределений с провалом в центре. В [4] получение таких распределений связывалось с объемной рекомбинацией, хотя сами же авторы указывали на то, что ее вероятность ничтожно мала. На наш взгляд, получение провала на оси системы и максимума на периферии вполне может быть объяснено наличием резко неоднородной ионизации и при учете продольного ухода ионов из катодной полости. Например, кривые 2 и 3 на рис. 1 имеют именно такой качественный характер. Здесь, однако, следует отметить, что при повышенных давлениях режим движения ионов уже не является бесстолкновительным, как это предполагалось при записи уравнения (3), но учет столкновений вряд ли приведет к качественному изменению ситуации.

Таким образом, получение близкого к однородному радиального распределения концентрации плазмы в самостоятельном разряде с полым катодом возможно при повышении давления до некоторого оптимального уровня, при котором вероятность ионизационных процессов усилена (но не чрезмерно) на периферии системы и соответственно понижена в приосевой области. Однако вряд ли такой способ получения однородной плазмы может быть использован в источниках заряженных частиц, где для обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка приходится, как правило, поддерживать разряд при давлениях, лишь незначительно превышающих критическое. При этих давлениях для усиления ионизации на периферии системы до некоторого оптимального уровня необходимо воздействие некоторого внешнего источника, т. е. необходим переход к несамостоятельному разряду.

Что же касается самостоятельного разряда, то в нем усиление ионизации на периферии системы при низких давлениях может быть достигнуто при наложении продольного магнитного поля, затрудняющего движение быстрых электронов к центру системы. При постепенном усилении магнитного поля пространственное распределение быстрых ионизирующих частиц, а значит и пространственное распределение ионизационных процессов, будет постепенно трансформироваться от равномерного при значении магнитной индукции $B = 0$ ко все более и более неоднородному с повышенной вероятностью вблизи катода. Исходя из проведенного анализа, мы вправе ожидать, что такое постепенное усиление магнитного поля приведет при достижении B некоторой оптимальной величины к формированию распределения, близкого к однородному, по крайней мере в пределах некоторой области, а при дальнейшем увеличении B возможно получение распределений с провалом в центре системы. Результаты экспериментов, в ходе которых использовалась газоразрядная система, состоящая из полого катода длиной и диаметром 50 см, стержневого анода длиной 35 и диаметром 1 см и соленоида (отметим, что эту систему можно рассматривать и как систему

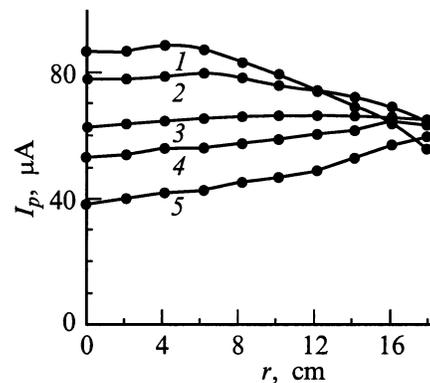


Рис. 2. Радиальные зависимости ионного тока на зонд в разряде с полым катодом в магнитном поле: $B = 0$ (1), 0.2 (2), 0.3 (3), 0.4 (4), 0.6 мТ (5).

с полым катодом в магнитном поле, и как систему типа обращенный магнетрон), полностью подтверждают правильность сделанных выводов. На рис. 2 приведены радиальные зависимости ионного тока на зонд I_p , снятые с помощью системы зондов, находившихся под катодным потенциалом, при заданном токе разряда для различных значений магнитного поля. Как видно, в отсутствие магнитного поля плотность эмиссионного тока в радиальном направлении довольно быстро уменьшается (кривая 1). При наложении магнитного поля вид распределения трансформируется и при некотором значении B мы имеем распределение, наиболее близкое к однородному, в значительной части промежутка (кривая 3), а при дальнейшем усилении магнитного поля трансформация распределения продолжается и начинает формироваться провал в центре системы.

Таким образом, как результаты расчетов, так и экспериментальные данные показывают, что для получения близкого к однородному распределению концентрации плазмы в разряде низкого давления с полым катодом необходима не равномерная ионизация, как в разрядах высокого давления, а усиление ионизационных процессов на периферии газоразрядной системы и соответственно сравнительное уменьшение генерации частиц в приосевой области.

2. Разряд с полым анодом

Недостатком газоразрядных систем с полым катодом является невысокая эффективность извлечения ионов в продольном направлении, не превышающая, как правило, несколько процентов. Основная часть ионов уходит в радиальном направлении на катод. Существенного увеличения эффективности извлечения можно ожидать, если цилиндрический электрод играет роль анода, ионный ток на который мал или вообще отсутствует. Однако уменьшение радиального ионного потока не произойдет автоматически благодаря только изменению полярности цилиндрического электрода, так как в разрядах низкого давления с анодом больших размеров потенциал плазмы, как правило, выше потенциала анода и ионы беспрепятственно могут уходить на него точно так же, как и на катод. Для уменьшения положительного заряда в газоразрядной системе и соответствующего уменьшения положительного радиального электрического поля обычно используется наложение магнитного поля, которое в первую очередь действует на обладающие существенно меньшей массой электроны и затрудняет их уход из разряда. Однако при наложении магнитного поля желательно не превысить некоторого критического значения B , при котором вблизи анода начинает формироваться электронный слой. Этот переход является нежелательным, так как приводит к значительному росту напряжения горения разряда или к раскату неустойчивостей.

Итак, рассмотрим случай, когда разряд с полым анодом происходит в присутствии продольного магнитного поля, а роль катода выполняют торцевые электроды,

т.е. рассмотрим разряд в системе пеннинговского типа [3]. Если ларморовский радиус электронов существенно меньше радиуса газоразрядной камеры, то движение электронов поперек магнитного поля можно описать в рамках диффузионно-дрейфового приближения, а использование Больцмановского распределения (1) в этой ситуации является неправомерным. Запишем уравнение непрерывности и выражение для плотности электронного тока в следующем виде:

$$\frac{n_e v_e}{r} + \frac{d(n_e v_e)}{dr} = G(r), \quad (13)$$

$$n_e v_e = -D_e \frac{dn_e}{dr} + \mu_e n_e \frac{d\varphi}{dr}, \quad (14)$$

где v_e , D_e и μ_e — средняя скорость, коэффициент диффузии и подвижность электронов поперек магнитного поля.

Уравнения баланса и движения ионов будем использовать в прежнем виде. Анализ системы уравнений (2'), (3'), (4), (13), (14) показывает, что, так же как и в разряде с полым катодом, однородная плазма с концентрацией n_0 в пределах некоторой области $r < r_0$ возникает в двух случаях, когда ионизационная функция в этой области определяется следующим соотношением:

$$G = \frac{n_0 v_B}{L} \frac{2 - \alpha \pm \sqrt{(2 - \alpha)^2 - 3}}{3}, \quad (15)$$

где

$$\alpha = \frac{eL}{M\mu_e v_B}. \quad (16)$$

Поскольку подвижность электронов в сильном магнитном поле обратно пропорциональна квадрату магнитной индукции, то коэффициент $\alpha \sim B^2$. При уменьшении магнитного поля $\alpha \rightarrow 0$ и из (15) в этом случае получаем те же два решения, описываемые соотношениями (6) и (7), что и в разряде с полым катодом. С увеличением α , т.е. с увеличением магнитного поля, два решения, описываемые выражением (15), постепенно сближаются и при $\alpha = 2 - \sqrt{3}$ сливаются в одно.

При значениях α , больших чем $2 - \sqrt{3}$, получение в точности постоянной концентрации плазмы невозможно ни при каком значении G . Однако результаты расчетов показывают, что даже при значениях α , существенно больших чем $2 - \sqrt{3}$, вполне возможно получение распределений, слабо отличающихся от однородного. Рецепт получения таких близких к однородному распределений остается прежним — это уменьшение интенсивности ионизации в центре системы и ее увеличение на периферии. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 3. При расчете распределений, приведенных на этом рисунке, принималось, что ионизационная функция описывается выражением (12), и менялось соотношение между значениями G_1 и G_2 . Как видно, с увеличением отношения G_2/G_1 распределение концентрации трансформируется от довольно быстро спадающего при $G_2/G_1 = 1$, т.е. при $G \sim \text{const}$ для всех r , к близкому к однородному при $G_2/G_1 = 100$. К сожалению, при этом происходит

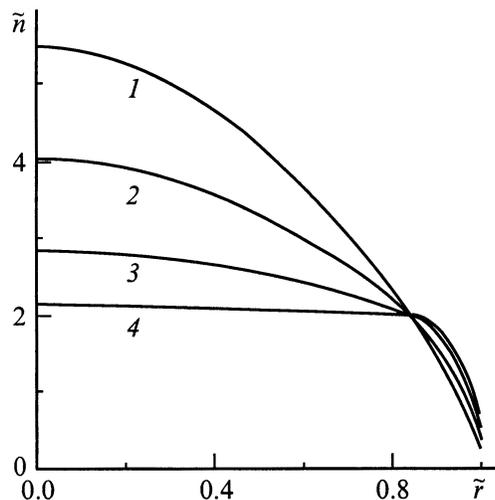


Рис. 3. Радиальные зависимости концентрации плазмы в полом аноде при различных условиях ионизации: $\alpha = 20$; $r_0 = 0.8R$; G_2/G_1 : 1 — 1, 2 — 3, 3 — 10, 4 — 100.

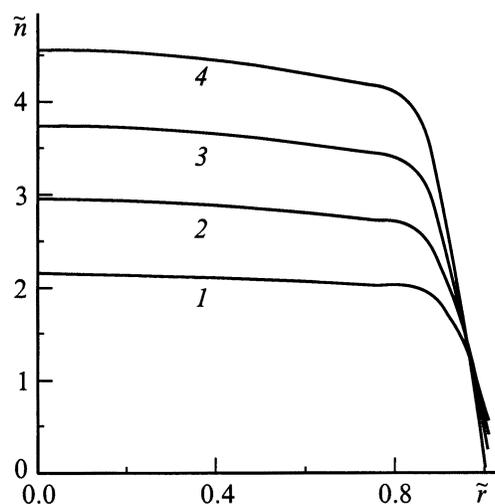


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для различных магнитных полей. $G_2/G_1 = 100$; $r_0 = 0.8R$; $\alpha = 20$ (1), 40 (2), 60 (3), 80 (4).

уменьшение концентрации плазмы, но этот недостаток легко может быть устранен при дальнейшем увеличении магнитного поля (рис. 4). В случае, когда ионизация преимущественно сосредоточена на периферии системы, магнитное поле может быть усилено до довольно больших значений без перехода в режим горения с прианодным электронным слоем, так как время жизни электронов в разряде малое. В то же время распределение потенциала в плазме является немонотонным и большинство ионов, образованных на периферии, не уходит на анод, а движется к центру системы, повышая тем самым концентрацию плазмы в центральной области, а затем уходит из разряда в продольном направлении.

Таким образом, в разряде с полым анодом в магнитном поле, так же как и в разряде с полым катодом, для получения близких к однородному распределений концен-

трации плазмы необходимо ослабление интенсивности ионизации в центре системы и ее увеличение на периферии. Однако радиальное распределение концентрации быстрых ионизирующих электронов в оригинальной пеннинговской ячейке имеет прямо противоположный вид. Действительно, эти быстрые частицы, осциллируя между противоположными катодами и постепенно диффундируя поперек магнитного поля, скорей всего, распределяются в пространстве в соответствии с типичным диффузионным профилем, для которого характерно наличие максимума в центре системы и стремление к нулю при приближении к поглощающему эти частицы аноду. Соответствующий качественный характер имеет и распределение концентрации плазмы, и распределение эмиссионного тока. Приведенная на рис. 5 кривая 1 представляет собой экспериментально снятую зависимость ионного тока на зонд от номера зонда n_p , полученную при использовании пеннинговской ячейки длиной и диаметром 15 см.

Для получения близкой к однородной плазме необходимо усиление ионизации на периферии системы, что в эксперименте достигалось использованием вспомогательного разряда с кольцевым полым катодом, из которого электроны поступали в периферийную часть основного пеннинговского разряда и осуществляли дополнительную ионизацию в ней. Такая модификация газоразрядной системы позволила получить близкое к однородному (кривая 2 на рис. 5) радиальное распределение тока ионной эмиссии в пределах некоторой области. Разумеется, такая модификация не является единственно возможной. В качестве другого возможного варианта можно предложить использование неэквипотенциального катода, что реализуется, например, путем отделения центральной части хотя бы одного катода и подачи на нее меньшего по абсолютному значению отрицательного потенциала, чем на остальные катодные элементы. В этом случае быстрые электроны, стартовавшие с этой части катода, будут получать в катодном слое меньшую энергию и интенсивность ионизации в центральной области упадет, что и приведет к выравниванию плазменного профиля. Наверняка возможны и другие варианты.

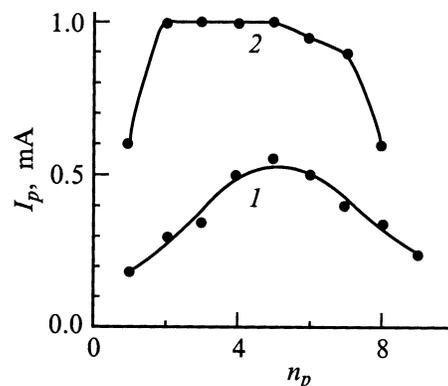


Рис. 5. Радиальные зависимости ионного тока на зонд в пеннинговском разряде (1) и в пеннинговском разряде с кольцевым полым катодом (2).

Следует отметить, что использование этих двух предложенных модификаций не в пеннинговской системе, а в разряде с полым катодом без магнитного поля вряд ли улучшит ситуацию, так как электроны, даже поступившие на периферию катодной полости после одного эффективного столкновения, изотропизируются и равномерно распределяются по объему катода. Аналогичным образом в системе с неэквипотенциальным катодом быстро произойдет перемешивание электронов, получивших разную энергию, и неравномерная ионизация не будет обеспечена. Таким образом, использование магнитного поля в рассмотренных случаях, так же как и его наложение в разряде с полым катодом, что было проанализировано в разделе 1, является, вопреки широко распространенному мнению, фактором, не препятствующим, а способствующим получению однородной плазмы.

Выводы

Для получения близких к однородному радиальных распределений концентрации плазмы и ионного эмиссионного тока в разрядах низкого давления с полым катодом или полым анодом необходимо обеспечить в газоразрядном промежутке неравномерную ионизацию с повышенной вероятностью в периферийной части системы. В разряде с полым катодом это возможно при наложении на промежуток магнитного поля, затрудняющего движение быстрых ионизирующих частиц к центру системы. В пеннинговской системе необходимо использование тех или иных модификаций, обеспечивающих уменьшение ионизации в центре и/или ее увеличение на периферии. В частности, экспериментально показано, что получение однородной плазмы в пределах некоторой области возможно при поступлении дополнительных ионизирующих электронов на периферию пеннинговской системы из вспомогательного разряда с кольцевым полым катодом.

Список литературы

- [1] Бугаев С.П., Крейндель Ю.Е., Щанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984. 112 с.
- [2] Bromberg L., Smullin L.D.J. // Appl. Phys. 1979. Vol. 50. P. 2634–2637.
- [3] Габович М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972. 304 с.
- [4] Кириченко В.И., Ткаченко В.М., Тютюнник В.Б. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 9. С. 1857–1867.